

DGLR - JT2005 – 189

**UNTERSUCHUNG DER TANGENTIALEN MODEN  
VON HOCHFREQUENTEN VERBRENNUNGSINSTABILITÄTEN  
IN RAKETENBRENNKAMMERN**

B. Knapp, M. Oschwald, S. Anders  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Institut für Raumfahrtantriebe, Langer Grund, 74239 Hardthausen

email: [Bernhard.Knapp@dlr.de](mailto:Bernhard.Knapp@dlr.de)



Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2005  
Friedrichshafen, 26. bis 29. September 2005

Jahrbuch 2005, Band I + II (ISSN 0070-4083)

Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt – Lilienthal-Oberth e.V.  
Godesberger Allee 70  
D-53175 Bonn

# UNTERSUCHUNG DER TANGENTIALEN MODEN VON HOCHFREQUENTEN VERBRENNUNGSINSTABILITÄTEN IN RAKETENBRENNKAMMERN

B. Knapp, M. Oschwald, S. Anders

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

Institut für Raumfahrtantriebe, Langer Grund, 74239 Hardthausen

## ÜBERSICHT

An einer Modellbrennkammer wird die Wechselwirkung einer akustischen Anregung mit einem brennenden LOX/H<sub>2</sub> Spray untersucht. Druckschwingungen, die über eine zusätzliche Auslassdüse in die Brennkammer eingekoppelt werden, regen die Verbrennung in der Brennkammer akustisch an. Diese zweite Düse wirkt als zusätzlicher Resonator. Die Kopplung von Resonatoren an eine Brennkammer verstimmt den akustischen Resonanzraum. Als Konsequenz ändern sich die Frequenzen, bei denen Resonanzphänomene auftreten, und es ändert sich die Lage der Schwingungsbäuche bzw. –knoten der Eigenmoden. Durch Aufnahmen der OH-Flammenemission mit Hochgeschwindigkeitskameras zum Zeitpunkt des Auftretens der ersten beiden tangentialen Moden 1T und 2T wird die Dynamik des Verbrennungsprozesses unter dem Einfluss eines akustischen Feldes charakterisiert. Eine gleichzeitige Messung von dynamischem Druck und Flammenemission ermöglicht die Bestimmung eines Responsefaktors. Da bei externer Anregung der Brennkammerakustik die Lage der Moden durch die Symmetrie des Aufbaus festgelegt ist, ist es möglich, durch Experimente Rückschlüsse auf die Rolle der Druck- bzw. Geschwindigkeitskopplung mit den Prozessen in der Brennkammer zu ziehen. Die Form der beobachteten Resonanzprofile weist deutlich auf eine komplexe Dynamik im Brennraum hin, die noch nicht endgültig verstanden ist.

## 1. EINLEITUNG

Verbrennungsinstabilitäten zählen nach wie vor zu den schwierigsten Problemen bei der Entwicklung von Raketenbrennkammern. Vor allem die damit einhergehende Erhöhung des Wärmeübergangs an der heißgasseitigen Brennkammerwand führt zu einem beachtlichen Gefährdungspotential und dem Risiko, die gesamte Mission zu verlieren. Instabilitäten können durch geeignete Maßnahmen (Absorber, Baffles) gedämpft werden. Dies verursacht neben zusätzlichen Kosten auch eine Zunahme von Gewicht und Komplexität des Triebwerks. Trotz immenser Anstrengungen ist es bis heute nicht gelungen, grundlegende Wechselwirkungen zwischen Brennkammerakustik (Druck- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen im Brennraum) und den Brennkammerprozessen (Zerstäubung, Verdampfung, ...) zu identifizieren. Eine befriedigende Vorhersage des Stabilitätsverhaltens von Brennkammern ist nach wie vor auf empirische Überprüfung und Verifikation angewiesen.

## 2. PROBLEMSTELLUNG

Sobald ein akustisches Feld in einem System die Wärmefreisetzung moduliert, tritt eine Feedbackschleife auf, und das System ist potentiell instabil. Bereits am Ende des 18. Jahrhunderts fand J.W.S. Rayleigh heraus, dass zum Anregen

einer akustischen Instabilität einem Gas Wärme zum Zeitpunkt größter Verdichtung zugeführt werden muss. Diese Feststellung ist in verallgemeinerter Form als Rayleigh Kriterium (1) bekannt. Lord Rayleighs Aussage beruht darauf, dass die Phasenlage der Wärmefreisetzung- und Druckschwingung berücksichtigt werden muss. Die mathematische Formulierung dieses Kriteriums wird von Putnam [1] als notwendige aber nicht hinreichende Bedingung gesehen und lautet

$$(1) \quad \iiint_0^{2\pi} p'q' dt dV > 0 \quad (\text{Rayleigh Kriterium})$$

wobei  $p'$  und  $q'$  die Schwankungen von Druck- und Wärmefreisetzung sind, deren Produkt über eine akustische Periode und über die gesamte Brennkammer integriert wird. Diese notwendige Phasenbedingung der Wärmefreisetzung hinsichtlich der Druckschwingung beschreibt eigentlich nur, dass dem akustischen System durch die Verbrennung Energie zugeführt wird. Eine selbsterregte akustische Instabilität tritt nämlich erst dann auf, wenn die Phase zwischen Wärmefreisetzung des akustischen Feldes und der Druckschwingung kleiner als  $\pm 90^\circ$  ist. In diesem Falle ist das Rayleigh Kriterium positiv. Ist dieses Kriterium negativ, so dämpft die Energiezufuhr durch die Verbrennung die akustische Schwingung. Da in einer Brennkammer aber Verluste durch Abstrahlung und Schalldämpfung auftreten, muss diese Energiezufuhr größer sein wie diese Verluste. Damit hängt die Stabilität einer Verbrennung von zwei Faktoren ab, erstens von der Phase der Wärmefreisetzung bezüglich der Druckschwingung und zweitens von der Dämpfung durch die Brennkammer.

Das Kernproblem liegt nun darin, die Mechanismen zu verstehen, durch welche eine akustische Schwingung in der Brennkammer die lokale Wärmefreisetzungsrates bestimmt. Die Wärmefreisetzungsrates in einer Brennkammer ist das Resultat einer komplexen Aufeinanderfolge von Prozessen (Einspritzung, Zerstäubung, Verdampfung, Mischung und Verbrennung). Sie alle können auf irgendeine Weise durch eine akustische Störung beeinflusst werden. Es gibt grundsätzlich zwei Arten der Beeinflussung durch eine akustische Welle: Zum einen durch Druckkopplung (akustische Druckschwingungen und damit verbunden Temperaturschwingungen), zum andern über Geschwindigkeitskopplung, also akustische Schwingungen der Geschwindigkeit und damit verbundene Beschleunigungen. Bei einer Druckkopplung z.B. wirkt sich der akustische Druck auf Einspritzrate, lokale Verdampfungsrates (z.B. durch Fluktuation der Gastemperatur) und chemische Reaktionsrate - entweder durch Fluktuationen von Temperatur und Aktivierungsenergie der Reaktion oder durch die druckabhängige chemische Reaktionsrate - aus. Die akustische Geschwindigkeit beeinflusst hingegen die Zerstäubung, Verdampfung und Mischung. Es stellt sich

also die Frage, welcher der erwähnten Mechanismen bei akustischen Instabilitäten in Raketentriebwerken dominiert. In verschiedenen Antriebssystemen können jedoch unterschiedliche Kopplungsmechanismen dominieren.

Aus diesem Grund werden am DLR, Institut für Raumfahrtantriebe in Lampoldshausen mit einer Forschungsbrennkammer grundlegende Untersuchungen mit den repräsentativen Treibstoffen flüssiger Sauerstoff (LOx) und gasförmiger Wasserstoff (GH2) durchgeführt. Mit einer Sirene können bei Bedarf akustische Schwingungen im Brennraum angeregt und so die Kopplungsprozesse bei definierten Frequenzen und verschiedenen Modenorientierungen studiert werden. Über Fenster in der Brennkammer ist es möglich, mittels Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen von Flammenbewegung und Spraydynamik die Wechselwirkung eines akustischen Druck- und Strömungsfeldes mit den Brennkammerprozessen zu studieren.

### 3. GRUNDLAGEN

#### 3.1. Akustik eines zylindrischen Volumens

In der Akustik wird die Variation des Druckes  $p'$  in einem akustischen Feld durch die partielle Differentialgleichung

$$(2) \quad \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \Delta p' = 0$$

beschrieben [2]. Unter Annahme einer zeitlich harmonischen Druckänderung

$$(3) \quad p'(t) \propto \sin(\omega \cdot t)$$

vereinfacht sich Gleichung (2) zu dem Eigenwertproblem

$$(4) \quad \Delta p' + \alpha \cdot p' = 0.$$

Der Faktor  $\alpha = \omega^2/c^2$  stellt das Verhältnis von Kreisfrequenz zur Schallgeschwindigkeit im Quadrat dar. Dieses Eigenwertproblem kann für einen zylindrischen Resonator analytisch gelöst werden. In Zylinderkoordinaten folgt für die Druckverteilung

$$(5) \quad p'(r, \varphi, z, t) = \sin(\omega t) \cos\left(l\pi \frac{z}{L}\right) \cos(n\varphi) J_n\left(\alpha_{nm} \frac{r}{R}\right).$$

Die Koeffizienten  $l$ ,  $n$  und  $\alpha_{nm}$  bestimmen die Symmetrie der entsprechenden Moden in den drei Koordinaten  $r$ ,  $\varphi$  und  $z$ . In BILD 1 sind die Druckverteilungen der ersten drei transversalen Eigenmoden in einer zylindrischen Brennkammer dargestellt.

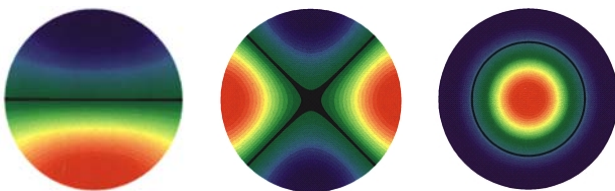


BILD 1. 1T-, 2T- und 1R-Mode eines Kreiszylinders

Aufgrund der Rotationssymmetrie der Brennkammer existieren für die tangentialen Moden zwei Lösungen zum selben Eigenwert. Daraus folgt, dass die Orientierung der Tangentialmoden bei einer Eigenfrequenz zwei Formen annehmen kann und dafür keine bestimmende Randbedingung vorgegeben werden kann. So ist eine weitere mögliche Orientie-

rungen der 1T-Mode um 90° versetzt, bei der 2T-Mode um 45° usw.

#### 3.1.1. Eigenfrequenzen

Die Frequenzen der Eigenschwingungen für longitudinale Eigenmoden werden gemäß

$$(6) \quad f_l = \frac{lc}{2L}$$

berechnet. Für transversale Moden gilt die Gleichung

$$(7) \quad f_{nm} = \frac{\alpha_{nm} c}{2\pi R}$$

nach Harrije und Reardon [3]. Die vorliegende Modellbrennkammer entspricht einem zylindrischen Resonanzkörper mit der Länge  $L=0,04m$  und einem Durchmesser von  $D=0,2m$ . Nun wird angenommen, dass sich in der Brennkammer ein Heißgasgemisch befindet, welches nach der Verbrennung von LOx und GH2 zum größten Teil aus Wasser besteht. Für eine ungefähre Heißgastemperatur von  $T=3000K$  ergibt sich für Wasser mit einer spezifischen Gaskonstante von  $R=461,5J/kgK$  und einem Verhältnis der spez. Wärmen von  $\kappa=1,26$  nach Gleichung (8)

$$(8) \quad c_s = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}$$

eine Schallgeschwindigkeit  $c_s$  von ca. 1330m/s. Damit können die Eigenfrequenzen der Moden niedriger Ordnung berechnet werden (siehe TAB 1).

Mode	$l$	$m$	$n$	$\alpha_{nm}$	$f_{lmm}$
1T	0	1	1	1,841	3868Hz
2T	0	1	2	3,054	6417Hz
1R	0	2	0	3,832	8050Hz
3T	0	1	3	4,201	8826Hz
4T	0	1	4	5,318	11172Hz
1T1R	0	2	1	5,331	11200Hz
5T	0	1	5	6,416	13479Hz
2T1R	0	2	2	6,706	14088Hz
2R	0	3	0	7,016	14739Hz
1L	1	0	0	1	15714Hz

TAB 1. Eigenfrequenzen eines mit Heißgas gefüllten zylindrischen Resonators

### 4. VERSUCHSAUFBAU

#### 4.1. Brennkammer

Die Versorgung der Brennkammer mit Treibstoff, Oxidator und weiteren Gasen, etwa zum Spülen, wird durch den Prüfstand sichergestellt. Tanks und Leitungen mit den kryogenen Medien LOx und GH2 liegen in einem Behälter, der mit flüssigem Stickstoff (LN2) gefüllt ist. Die Temperatur von LN2 beträgt 77K. Vor Beginn eines Versuchs wird gasförmiger Sauerstoff in einen im LN2-Bad liegenden Tank gefüllt. Dabei kondensiert der Sauerstoff aufgrund der niedrigen Temperatur von LN2 in den Tank und wird flüssig.

Die Versuche wurden in einer speziell für die Untersuchung hochfrequenter Verbrennungsinstabilitäten entwickelten Brennkammer (BILD 2) durchgeführt. Sie hat ein zylindrisches

Volumen, dessen Länge fünfmal kleiner als sein Durchmesser ist. Diese Geometrie wurde deshalb gewählt, um die longitudinalen Moden zu hohen Frequenzen zu verschieben (siehe TAB 1). Damit können die transversalen Moden besser identifiziert, untersucht und Beeinflussungen durch die longitudinalen Moden minimiert werden. Ein höchstmögliches Maß an Flexibilität während der Untersuchungen wird durch 16 gleichmäßig am Umfang der Brennkammer verteilte Einbauschächte garantiert, die verschiedene Module bestückt mit Sensoren etc. aufnehmen können.

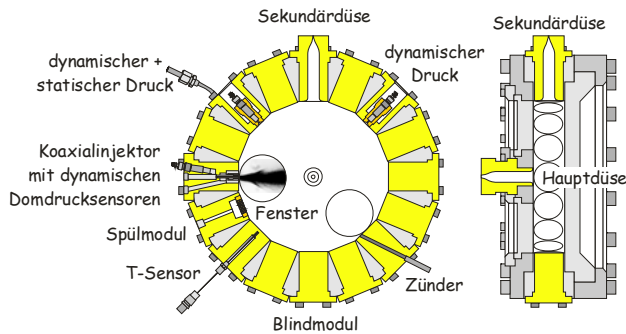


BILD 2. Schnittbild durch die HF-Brennkammer

**Injektormodul:** Das wesentliche Bauteil ist ein Koaxialinjektor zur Einspritzung von  $LOx$  und  $GH_2$ . Um verschiedene Einspritzbedingungen zu untersuchen, werden mehrere unterschiedliche Injektoren eingesetzt. In den beiden Treibstoffdomen befindet sich je ein dynamischer Drucksensor.

**Sensormodul:** In diesen Modulen sind wahlweise Druck oder Temperatursensoren eingebaut, die eine Messung an unterschiedlichen Positionen am Umfang der Brennkammer zulassen.

**Sekundärdüse:** Diese zusätzliche Düse ist essentieller Bestandteil bei den Untersuchungen. Ihre Austrittsöffnung wird durch eine Sirene (BILD 3) kontinuierlich geöffnet und verschlossen. Damit lassen sich gezielt Druckschwingungen in die Brennkammer einkoppeln.

#### 4.2. Anregung mittels Sirene

Zur Anregung akustischer Schwingungen in der Brennkammer wird, wie bereits erwähnt, die Austrittsöffnung der Sekundärdüse durch eine mit Zähnen versehene, rotierende Stahlscheibe fortwährend verschlossen und geöffnet.



BILD 3. Sirene zur externen Anregung

Bei geschlossener Düse baut sich somit kurzzeitig ein Druck in der Brennkammer auf. Wird die Öffnung der Sekundärdüse

wieder freigegeben, kommt es zu einer Druckentlastung. Dadurch wird eine Druckschwingung in der Sekundärdüse erzeugt und in die Brennkammer eingekoppelt.

Die Anzahl der Zähne  $z$  dieser Zahnscheibe und deren Drehzahl  $n$  ergeben die Frequenz

$$(9) \quad f = z \cdot n,$$

mit der die Düse verschlossen bzw. die Verbrennung ange regt wird. Angetrieben wird die Sirene von einem Elektromotor, die Drehzahl ist frei wählbar. Er erreicht eine maximale Drehzahl von  $6000 \text{ U/min}$ , was nach Gleichung (9) bei Verwendung einer Scheibe mit 60 Zähnen einer Frequenz von  $6000 \text{ Hz}$  entspricht. Dies ist ausreichend, um die ersten beiden tangentialen Eigenmoden 1T und 2T anzuregen.

Das Spektrum der Eigenschwingungen der Brennkammer wird ermittelt, in dem während eines Versuchs die Anregungsfrequenz der Sirene mit einer linearen Rampe (vgl. BILD 4) durchgestimmt wird.

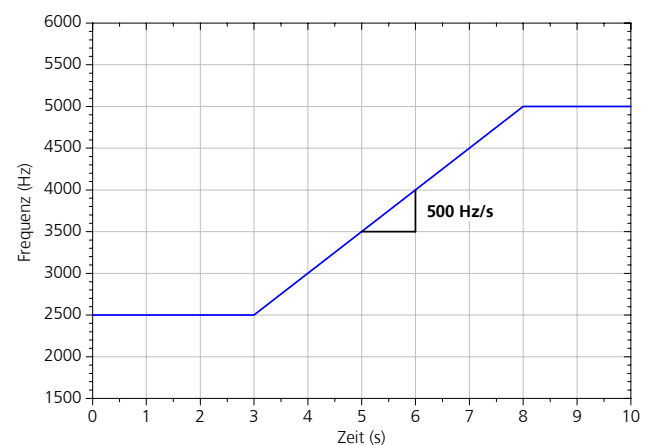


BILD 4. Lineare Frequenzrampe angeregt mit Sirene

Während der Auswertung der Versuche mit rampenförmiger Anregung wurde festgestellt, dass anstelle des berechneten Amplitudenmaximums bei der Eigenfrequenz der 1T-Mode (vgl. TAB 1) zwei Eigenfrequenzen auftauchten. Während die eine Frequenz knapp unterhalb der berechneten 1T-Frequenz auftrat, erschien eine zweite Resonanz knapp oberhalb dieser Frequenz. Hierzu soll nun im Folgenden die Erklärung gegeben werden.

#### 4.3. Einfluss von Cavities auf die Akustik

In Abschnitt 3.1 wurde davon ausgegangen, dass nur die Brennkammer als Resonator wirkt. Das Einsetzen der Sekundärdüse in die Brennkammer verändert den Resonanzraum insofern, als dass die Sekundärdüse nun als zusätzlicher Resonator (Cavity) wirkt, welcher mit der Brennkammer gekoppelt ist (siehe BILD 2). Die bisherige Betrachtung der einfachen Geometrie hat eine analytische Betrachtung des Systems noch zugelassen. Das Anbringen eines weiteren Resonanzkörpers (Sekundärdüse) an den Grundzylinder verändert jedoch die Randbedingungen des durch Gl. (4) angegebenen Eigenwertproblems stark. Eine einfache analytische Lösung ist jetzt nicht mehr möglich, die Lösung der Wellengleichung für dieses Problem kann nur noch numerisch erfolgen.

Die Aufhebung der Rotationssymmetrie durch Einbau der Sekundärdüse führt zur Aufhebung der Entartung der Tangentialmoden. Die ursprünglichen Tangentialmoden teilen

sich auf, es gibt nun zwei ausgezeichnete Orientierungen der Moden. Im einen Fall befindet sich vor der Cavity ein Druckbauch (BILD 5a, c).

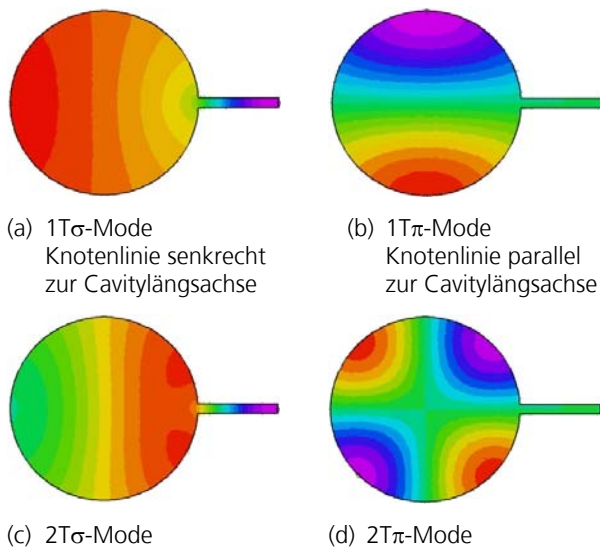


BILD 5. Eigenmoden eines Kreiszylinders mit Cavity

Im anderen Fall befindet sich am Eingang der Cavity ein Druckknoten, die Knotenlinie steht parallel zur Achse der Cavity (BILD 5b, d). Die beiden Komponenten der Tangentialmoden werden entsprechend als  $\sigma$ - bzw.  $\pi$ -Moden bezeichnet. Bei bestimmten Moden, etwa der  $1T\sigma$ -Mode, ist die Knotenlinie leicht gekrümmt.

Wie in BILD 6 zu sehen ist, ändert sich mit zunehmender Cavitylänge die Eigenfrequenz der  $\sigma$ -Komponente, während die Frequenz der  $\pi$ -Komponente annähernd konstant bleibt.

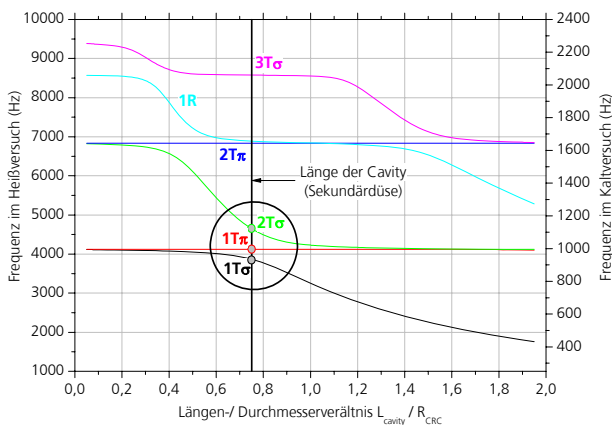


BILD 6. Einfluss Cavitylänge auf Eigenfrequenzen

Des Weiteren ist in BILD 6 zu sehen, dass im gekoppelten akustischen System von Sekundärdüse und Brennkammer nun drei Resonanzen in der Nähe der  $1T$  Mode auftreten (siehe Kreis). Da in den Experimenten in der Regel aufgrund der Anregungsgeometrie keine Anregung der  $\pi$ -Mode möglich ist, werden zwei benachbarte Resonanzen, die  $1T\sigma$ - und die  $2T\sigma$ -Mode beobachtet.

#### 4.4. Optische Messtechnik

Zur Visualisierung der Vorgänge in der Brennkammer standen zwei Hochgeschwindigkeitskameras zur Verfügung. Mit einer Photron Ultima 1024 C (4000 Bilder/s, Auflösung

512x128 pixel) wurde das Spray aufgenommen, und mit einer Photron Ultima I2 (27000 Bilder/s, Auflösung 128x64 pixel) wurde die Flamme aufgenommen. Zusätzlich erfasst ein Photomultiplier die Intensität der Flammenemission. Über die Flammenemission lassen sich Rückschlüsse auf die Wärmefreisetzung und auf den Stoffumsatz in der Flamme ziehen. Ein Indikator für Reaktionszonen in Flammen ist das OH-Eigenleuchten. Aus diesem Grund wurden sowohl eine der Hochgeschwindigkeitskameras als auch der Photomultiplier mit einem Interferenzfilter versehen, welcher nur für die ultraviolette Strahlung der OH-Radikale im Bereich von ca. 307nm durchlässig ist. Die Erfassungsposition der OH-Kamera und die Photomultiplierposition sind BILD 7 zu entnehmen.

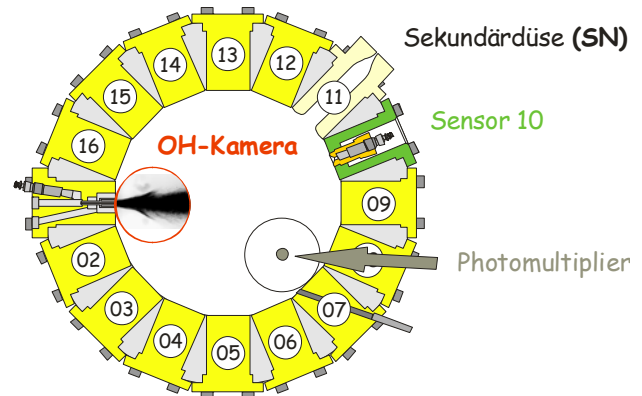


BILD 7. Optische Messung zur Wärmefreisetzung

Aus jedem der mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommenen Bilder wird in einem ersten Schritt eine mittlere OH-Intensität errechnet. In einem zweiten Schritt wird jedes Bild in Streifen unterteilt (vgl. BILD 8), um so eine ortsauflöste Information der OH-Intensität zu erhalten.

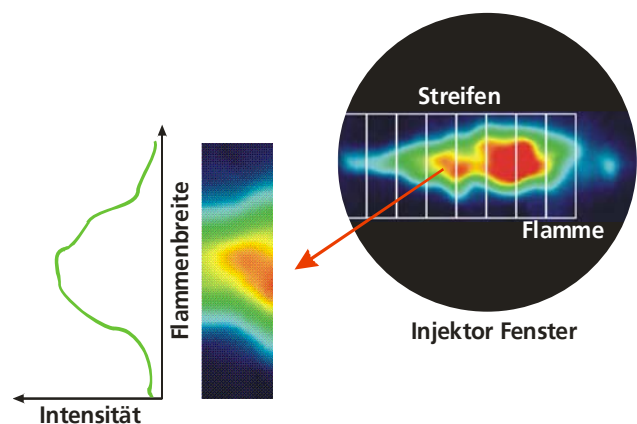


BILD 8. Auswertung der OH-Intensität

Mit dieser Methode lässt sich die Wärmefreisetzung als Funktion des Abstands zum Injektor bestimmen. Das Frequenzspektrum der Intensität am Photomultiplier wird über eine FFT-Analyse ermittelt.



## 5. VERSUCHSERGEBNISSE

### 5.1. Kaltversuche

Erste Untersuchungen der Brennkammerakustik wurden in Kaltversuchen durchgeführt. Dabei wurde die Brennkammer wahlweise mit Stickstoff oder Helium bedrückt. Die Anregung der Akustik wurde mit Sirene und Sekundärdüse vorgenommen. Die Position der Sekundärdüse wurde variiert.

#### 5.1.1. Orientierung der Moden

In BILD 9 ist die Druckaufzeichnung eines 40 Sekunden dauernden Tests dargestellt. Die Position der dynamischen Drucksensoren und die der Sekundärdüse sind BILD 10 zu entnehmen. Während des Tests wurde die Brennkammer, die mit etwa 4bar Stickstoff bedrückt war, mit der Sirene und einem Gradienten von 100Hz/s angeregt.

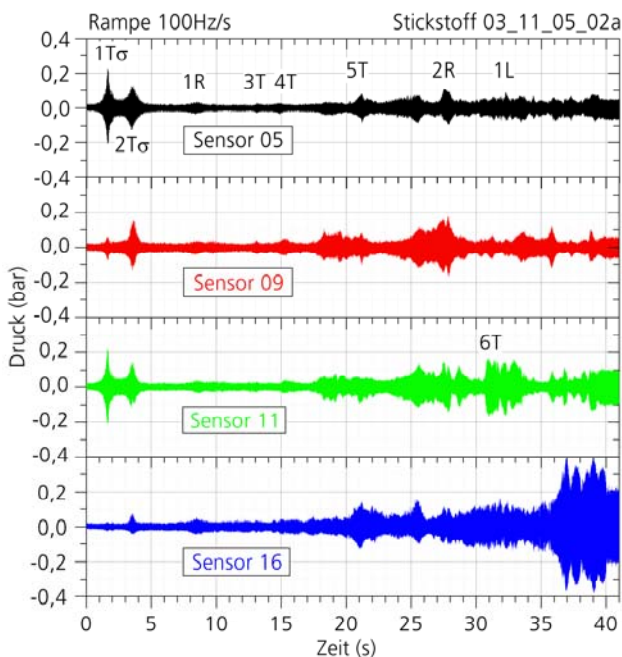


BILD 9. Druckaufzeichnung mit dynamischen Sensoren

Mit Hilfe von BILD 6 können den einzelnen Druckspitzen in BILD 9 die entsprechenden Resonanzfrequenzen zugeordnet werden: Die Sensoren 05 und 11 zeigen bei 1,6s eine hohe Druckschwingung, die als 1T $\sigma$ -Mode identifiziert werden kann, während Sensor 16 zu diesem Zeitpunkt fast keine Druckschwingung anzeigt.

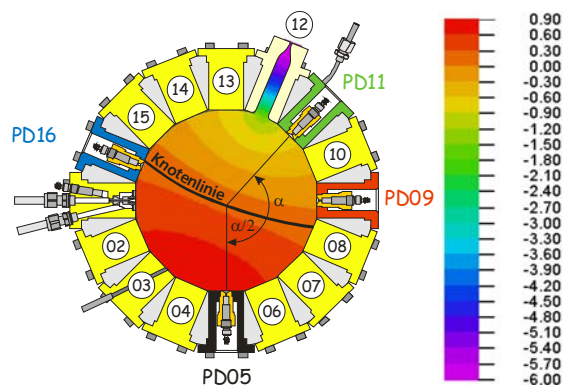


BILD 10. Lage der Druckknotenlinie der 1T $\sigma$  Mode

Wie in BILD 10 zu sehen ist, befindet sich Sensor 16 auf der Druckknotenlinie der angeregten 1T $\sigma$ -Mode.

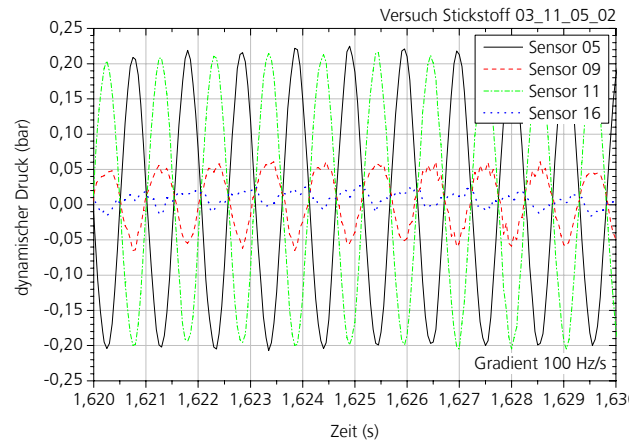


BILD 11. Druckschwingungen bei 1T Resonanz

BILD 11 zeigt eine Auflösung des Drucksignals von 10 Milli-sekunden. Dadurch lassen sich die Phasen der einzelnen Sensoren sehr gut ablesen. Bei der 1T $\sigma$ -Mode liegen Sensor 05 (schwarz) und Sensor 11 (grün) um genau 180° phasenversetzt, d.h. zwischen diesen beiden Sensoren liegt die Druckknotenlinie (BILD 10).

Sensor 09 (rot) und Sensor 11 (grün) zeigen die gleiche Phase und müssen folglich auf der gleichen Seite der Knotenlinie liegen. Da Sensor 09 eine niedrigere Amplitude als Sensor 11 besitzt, muss Sensor 09 näher an der Knotenlinie liegen. Sensor 16 zeigt den niedrigsten Wert, also muss die Knotenlinie direkt in der Nähe dieses Sensors liegen. Außerdem ist das Drucksignal von Sensor 09 etwas höher als das von Sensor 16 und zusätzlich noch phasenverschoben, deshalb müssen beide nur wenig unter- bzw. oberhalb der Druckknotenlinie liegen. Die Amplituden von Sensor 11 und Sensor 05 sind etwa gleich hoch, da sie im selben Winkelabstand  $\alpha/2$  zur Knotenlinie liegen. Sie zeigen die höchsten Amplituden verglichen mit den anderen Sensoren. Damit bestätigen die Phasen und Amplituden der Drucksensoren die Orientierung der 1T $\sigma$ -Mode, wie sie in BILD 10 dargestellt ist.

#### 5.1.2. Resonanzprofil

BILD 12 zeigt beispielhaft ein Frequenzspektrum der 1T $\sigma$ - und 2T $\sigma$ -Mode während eines Kaltversuchs bei Anregung mit einer Rampe von 50Hz/s.

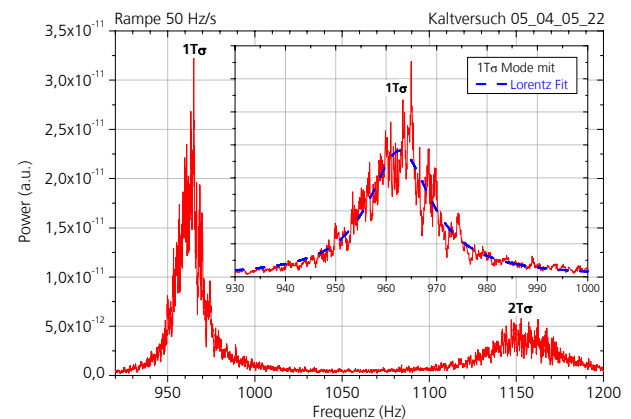


BILD 12. Spektrum bei 1T $\sigma$ - und 2T $\sigma$ -Resonanz

Die Frequenzverteilung der 1T $\sigma$ -Mode zeigt in der Nähe von 960Hz ein Maximum und einen glockenförmigen Kurvenverlauf. Die Fouriertransformierte einer gedämpften harmonischen Schwingung ergibt ein Lorentz-Profil, dessen volle Halbwertsbreite  $\Gamma$  ein Maß für die Dämpfung ist. In mehreren Kaltversuchen wurde dieses Profil bestätigt. Je stärker die Dämpfung ist, desto breiter wird das Lorentzprofil, aber desto kleiner auch die Amplitude des Frequenzpeaks im Powerspektrum. Um die Anregungsstärke zu bestimmen, muss über die Breite der Verteilung integriert werden.

Weiterhin ist aus BILD 12 ersichtlich, dass das Resonanzprofil sehr stark strukturiert ist. Versuche mit unterschiedlichen Medien (Helium und Stickstoff) und mit unterschiedlichen Rampensteigungen (20 ... 400Hz/s) zeigten immer wieder dieselbe komplexe Frequenzstruktur, die auch in Heißversuchen bestätigt wurde. Dies lässt darauf schließen, dass das Spektrum nicht durch die Art des Füllgases in der Brennkammer und nicht durch die Art der Anregung (schnell bzw. langsam) beeinflusst wird, sondern durch etwas anderes (z.B. Resonanzkörper jeglicher Art) gestört wird.

Da die Brennkammer mit unterschiedlichen Modulen bestückt ist, welche z.B. Bohrungen, Spalten, Vertiefungen oder hervorstehende Kanten aufweisen, die ebenfalls mitschwingen, wurden die Brennkammerwände mit Klebeband abgeklebt, fast alle Module durch Blindmodule ersetzt und weitere Versuche - jetzt mit einer relativ glatten Oberfläche - gemacht. Das Ergebnis war, dass die Grundstruktur der Frequenzverteilung blieb, die Modulation auf dieser Struktur jedoch schwächer wurde. Das heißt, jegliche Art von Veränderung der Brennkammeroberfläche, sei es durch Bohrungen, hervorstehende Kanten o.ä., verändert die Resonanzstruktur und macht die Verteilung sehr viel komplizierter.

### 5.1.3. Einfluss der Anregungsdauer

Der Einfluss der Anregungsdauer auf die Höhe der Druckamplitude wurde in weiteren Kaltversuchen ermittelt. Dabei wurde die Sirene unterschiedlich schnell beschleunigt. Bei kleinen Rampengradienten (z.B. 20Hz/s) koppelt die Sirene dann zeitlich gesehen länger die Druckschwankung in einem Frequenzintervall in die Brennkammer ein, als wenn die Sirene z.B. mit 400Hz/s betrieben wird. Da sich aber auch die relative Höhe der Anregung mit dem Brennkammerdruck ändert, wurden in der Brennkammer unterschiedliche Druckniveaus eingestellt.

Wie BILD 13 zu entnehmen ist, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Schwingungsamplitude der Antwort der Brennkammer und der Dauer der Anregung.

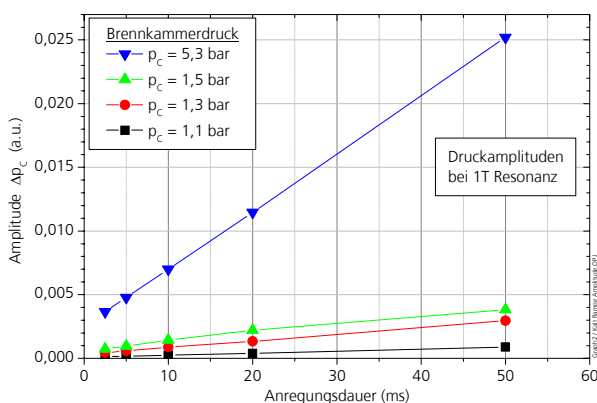


BILD 13. Amplitude als Funktion der Anregungsdauer

Das heißt, die Amplitude der akustischen Druckantwort wird umso höher, je länger Energie mit einer bestimmten Frequenz in das System über die Sirene eingekoppelt wird. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Schwingungsamplitude auch mit steigendem Brennkammerdruck zunimmt.

## 5.2. Heißversuche

### 5.2.1. Schwingungsspektrum der Brennkammer

Die Heißversuche wurden mit der Treibstoffkombination gasförmiger Wasserstoff (GH<sub>2</sub>) und flüssiger Sauerstoff (LO<sub>x</sub>) durchgeführt. Die Anregung der Brennkammer wurde wie bei den Kaltversuchen mit einer Sirene über die Sekundärdüse vorgenommen. In den nun folgenden Versuchen wurden die Position der Sekundärdüse und die Rampensteigungen verändert. Dabei wurde das Resonanzgebiet um die 1T- und 2T-Moden durchfahren. BILD 14 zeigt beispielhaft das Spektrogramm und das Druckspektrum eines 10 Sekunden dauernden Versuchs.

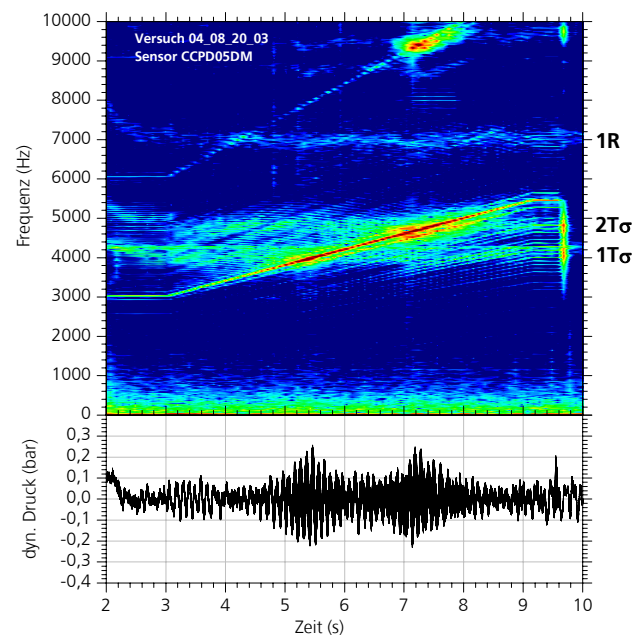


BILD 14. 1T $\sigma$ - und 2T $\sigma$ -Resonanzen im Heißversuch

Sehr deutlich zu sehen ist im Spektrogramm, dass die Sirene mit einer Frequenz von 3000Hz startet und nach 3 Sekunden – zu diesem Zeitpunkt herrschen in der Brennkammer quasi-stationäre Bedingungen – die Motordrehzahl mit 400Hz/s erhöht wird. Nach 9s ist die Frequenz von 5400Hz erreicht, und nach weiteren 0,5s wird die Sirene auf 100Hz abgebremst. Da die von der Sirene erzeugte Anregung nicht harmonisch ist, ist im Spektrogramm die erste Oberschwingung der Sirene mit Start bei 6000Hz zu erkennen.

Im unteren Teil der Grafik ist gleichzeitig der Druckverlauf des Drucksensors PD05 aufgetragen. Nach etwa 2,2s brennt die Brennkammer stabil. Während des gesamten Versuchs ist dem Druckspektrum eine niederfrequente Schwingung von etwa 10Hz überlagert, die dem Versorgungssystem (ca. 45m lange Wasserstoffleitung) zugeordnet werden kann. Ferner zeigt das Druckspektrum bei 5,5s und 7,2s Resonanzen. Die Frequenz dieser Schwingungen kann aus dem Spektrogramm herausgelesen werden. Die Resonanzfrequenzen liegen bei ca. 4000Hz und 4600Hz. Weiterhin zu sehen sind Verbrennungsschwingungen über die gesamte

Versuchsdauer bei 4000Hz, bei 4800Hz und um 6900Hz. Diese Schwingungen können mit Hilfe von BILD 6 eindeutig zugeordnet werden. Bei 3900Hz liegt die Resonanzfrequenz  $1T\sigma$ , bei 4700Hz die  $2T\sigma$ -Resonanz, während um 6900Hz die 1R-Mode auftritt. Über die Resonanzfrequenzen kann jetzt auf die Schallgeschwindigkeit und damit auf die Temperatur in der Brennkammer zurückgerechnet werden. Im vorliegenden Falle herrschte im Brennraum eine Schallgeschwindigkeit von etwa 1400m/s.

### 5.2.2. Einfluss der Cavity

BILD 15 zeigt eine Gegenüberstellung von einem Versuch ohne Sekundärdüse (linke Bildhälfte) und einem Versuch mit Sekundärdüse (rechte Bildhälfte).

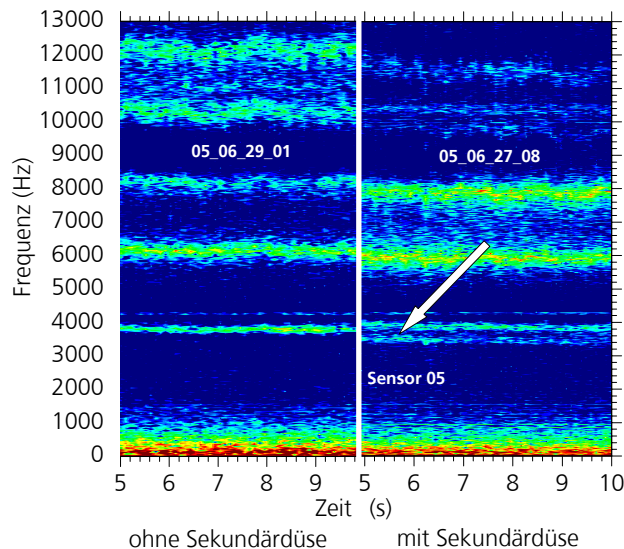


BILD 15. Schwingungsmoden an Sensor 05

In der linken Bildhälfte sind sehr deutlich die Moden in der Reihenfolge 1T, 2T, 1R, 3T und 4T zu erkennen, die sich ohne das Vorhandensein einer Cavity einstellen. Es gibt keine ausgezeichnete Orientierung der Moden. In der rechten Bildhälfte hingegen, hier wurde der Versuch mit Sekundärdüse durchgeführt, ist die Aufspaltung der 1T-Mode (siehe Pfeil) in  $1T\sigma$  und  $2T\sigma$  durch die Cavity gut zu erkennen. Es handelt sich um dieselbe Modenverteilung wie bereits bei den Kaltversuchen (siehe BILD 6) beschrieben. Ferner ist BILD 15 zu entnehmen, dass die Frequenz der Resonanz gleich bleibt, die Bezeichnung der Moden nun aber angepasst werden muss. So handelt es sich bei den Resonanzen bei ca. 6000Hz und ca. 8000Hz nicht mehr um die Zylindermoden 2T bzw. 1R, sondern um die Moden 1R und 3T, die durch die Cavity zu tieferen Frequenzen verstimmt wurden (siehe BILD 6). Bei der sehr scharf abgegrenzten Frequenz von 4300Hz handelt es sich um eine Störfrequenz, deren Ursprung bis jetzt noch nicht ermittelt werden konnte.

Aus dem Bild ist außerdem ersichtlich, dass durch Einbau einer Cavity die Amplituden der Moden 1T und 2T abnehmen, jedoch die der 3T- und 4T-Mode zunehmen. Um eine eindeutige Aussage über den Energieinhalt einer Mode machen zu können, ist die Auswertung der Halbwertsbreite notwendig, die aber durch das stark verrauschte Signal nur bedingt ermittelt werden kann, wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben wird. Insofern kann auch über die Dämpfung der Moden nichts ausgesagt werden.

Wird nun die Verbrennung über die Sekundärdüse mit einer

Rampe angeregt, so richtet sich die Lage der Knotenlinie, wie bereits in Abschnitt 5.1.1 erwähnt, nach der Position der Sekundärdüse, also der Anregung aus. Diese Feststellung wurde in Heißversuchen bestätigt.

Bei Anregung über die Sekundärdüse kann die Antwort der Brennkammer auch über den Photomultiplier, der die OH-Flammenemission misst, aufgezeichnet werden (BILD 16).

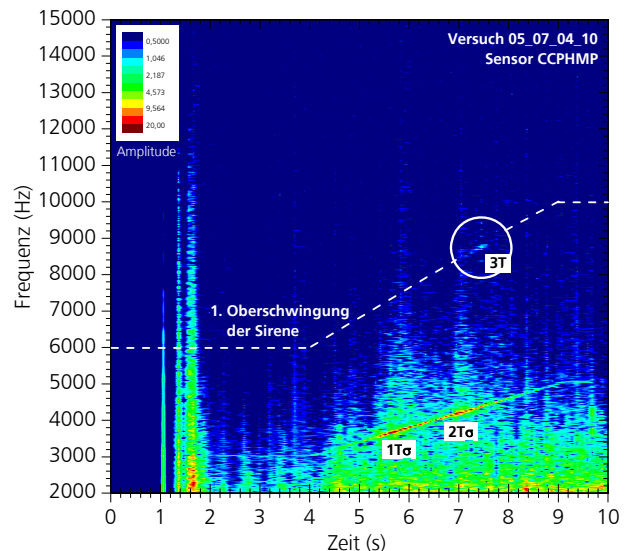


BILD 16. Photomultipliersignal mit 1T und 2T Resonanz

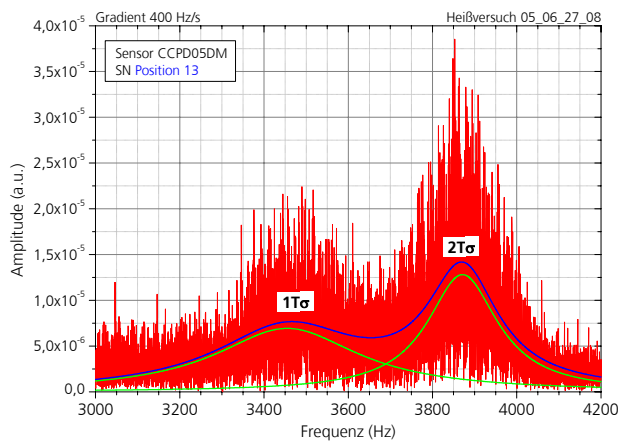
Nach vier Sekunden wird die Rampe von 3000Hz mit 400Hz/s beschleunigt. Die Antwort der Brennkammer auf die Rampenanregung zeigt, dass nach 5,6 der Bereich der  $1T\sigma$ -Mode und nach etwa 7 Sekunden der  $2T\sigma$ -Bereich angeregt wurde. Das OH Spektrum zeigt in diesen Bereichen eine Reaktion auf die Anregung über die Grundschiwingung der Sirene. Höhere Moden werden anscheinend durch die Grundschiwingung nicht angeregt. Nach etwa 7,4s wird bei ca. 8800Hz (siehe Kreis in BILD 16) die 3T Mode über die erste Oberschwingung (gestrichelte Linie) angeregt. Der Verlauf der Antwort der Brennkammer auf die erste Oberschwingung ist im Gegensatz zur Grundschiwingung aus dem Spektrogramm bis auf den Kreis nicht sichtbar.

Es gibt somit Anzeichen dafür, dass bei der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Anregung und Antwort der Brennkammer nicht nur die Grundschiwingung der Anregung sondern auch die Oberschwingungen mit betrachtet werden müssen (vgl. auch BILD 14). Ferner deutet dies darauf hin, dass die Kopplungsprozesse, die bei niedrigen Frequenzen eine Rolle spielen, bei höheren Frequenzen evtl. nicht mehr wirken.

### 5.2.3. Resonanzprofil

In den Heißversuchen findet sich ein ähnliches Frequenzspektrum wie bereits in Abschnitt 5.1.2 beschrieben. Im vorliegenden Resonanzprofil (siehe BILD 17) sind ebenfalls zwei Maxima zu erkennen, die der  $1T\sigma$ - bzw.  $2T\sigma$ -Mode zugeordnet werden können. Das Spektrum ist jedoch komplexer und stärker verrauscht als das von Kaltversuchen, ein Lorentzprofil lässt sich nicht zufriedenstellend anfiten. Beide Moden sind unterschiedlich stark gedämpft. Die stärkste Dämpfung erfährt die  $1T\sigma$ -Mode, die eine größere Halbwertsbreite als die  $2T\sigma$ -Mode aufweist.



BILD 17. Frequenzverteilung der 1T $\sigma$ - und 2T $\sigma$ -Mode

In einem anderen Heißversuch werden die Frequenzspektren eines Drucksensors sowie des Photomultipliers und der Hochgeschwindigkeitskamera miteinander verglichen. BILD 18 zeigt einen Ausschnitt der gemittelten Frequenzspektren im Bereich der 1T $\sigma$ -Mode.

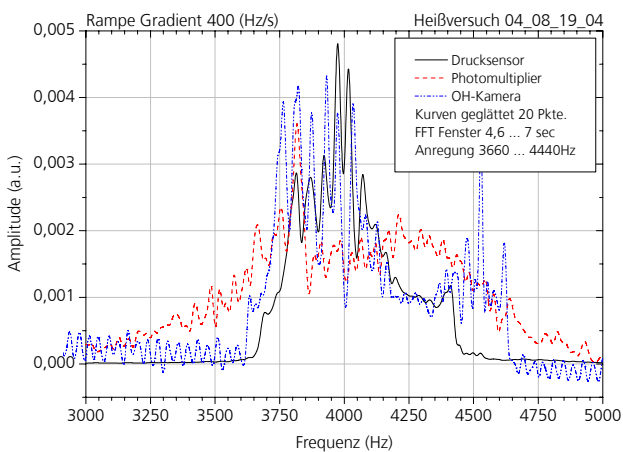


BILD 18. Frequenzspektren von Druck und OH-Intensität

Bedingt durch die kurze Aufnahmedauer der OH-Kamera von 2s konnte nur der angeregte Frequenzbereich zwischen 3660Hz und 4440Hz ausgewertet werden. Druck- und Photomultiplier-Signale wurden über die gesamte Zeit aufgezeichnet. Die Resonanzfrequenz der 1T $\sigma$ -Mode liegt in diesem Versuch bei 3800Hz. Im ausgewerteten Bereich wird eine gute Übereinstimmung der Druck- und Intensitätssignale beobachtet. Da also die zeitliche Veränderung der Prozesse im Frequenzraum von Druck und OH-Intensität ähnlich ist, könnte das auf eine Kopplung zwischen Druck und Wärme-freisetzung hinweisen. Dieser Zusammenhang wird im Folgenden eingehender diskutiert.

#### 5.2.4. Kopplung Akustik/Brennkammerprozesse

Hierzu sind einige Vorüberlegungen notwendig: Es wird davon ausgegangen, dass die Brennkammer aus der Position 90° relativ zum Injektor angeregt wird (vgl. BILD 19). Damit ist auch, wie bereits beschrieben, die Lage der Druckknotenlinie bekannt. Das Spray bildet sich im vorliegenden Fall von links nach rechts aus. Die Länge des Sprays kann z.Zt. wegen des zu kleinen Fensters nicht exakt bestimmt werden. Dieser Umstand ist durch das Fragezeichen in beiden Verteilungen dargestellt. Das Geschwindigkeitsfeld steht senkrecht zum Druckfeld und das Spray befindet sich unterhalb der Knoten-

linie der Druckschwingungen. Wie aus BILD 19 (rechts) ersichtlich ist, wird ein Tröpfchen im Spray, bedingt durch die Geometrie des Geschwindigkeitsfeldes, während einer Schwingungsperiode einmal von unten und einmal von oben angeströmt.

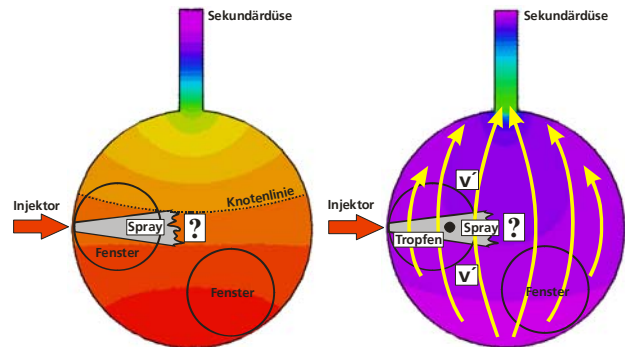


BILD 19. Druck- (links) und Geschwindigkeitsfeld (rechts) der 1T-Mode nach Anregung über Resonator

Das heißt, einmal mit positiver und einmal mit negativer Geschwindigkeit, der Betrag der Geschwindigkeit bleibt aber gleich. Dies wird deutlich in BILD 20.

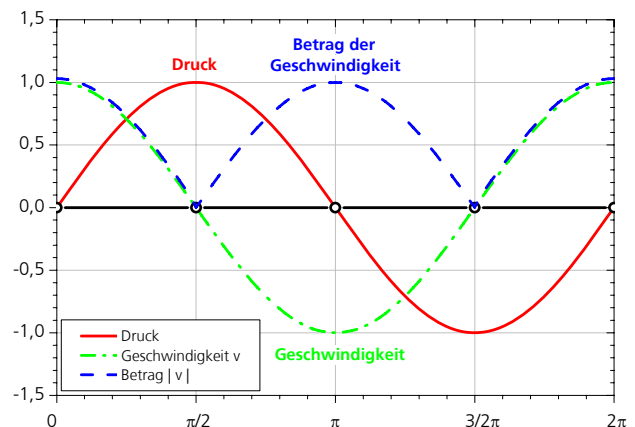


BILD 20. Phasenlage von Druck und Geschwindigkeit

Wird aber nun der Betrag der Geschwindigkeit betrachtet, so wird aus BILD 20 ersichtlich, dass die Geschwindigkeit mit der doppelten Frequenz wie der Druck schwingt. Im Falle einer Geschwindigkeitskopplung sollte die Wärme-freisetzung auch mit der doppelten Frequenz wie der Druck schwingen. Das Frequenzspektrum der OH-Intensität ist in BILD 21 dargestellt.

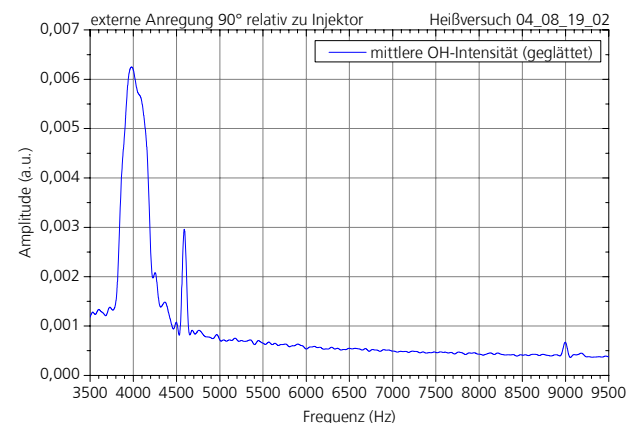


BILD 21. Frequenzverteilung der OH-Intensität

Die hohe Amplitude bei 4000Hz gehört zur Resonanzfrequenz der 1Tσ-Mode, während bei 4600Hz bereits die 2Tσ-Mode beginnt. Wie oben erwähnt, sollte nun im FFT-Spektrum in BILD 21 die doppelte Frequenz der OH-Intensität erscheinen. Tatsächlich ist aber bei 8000Hz überhaupt keine Resonanzfrequenz zu sehen. Das heißt, dass bei 1T-Resonanz keine Geschwindigkeitskopplung mit der Wärmefreisetzung besteht, vielmehr die Verbrennung druckgekoppelt ist.

Es ist anzumerken, dass die Frequenz 9000Hz nicht verbrennungsbedingt ist, sondern dem Auslesevorgang des CCD-Chips in der Kamera zugeordnet werden muss. Außerdem betrug der Zeitraum der Videoaufnahmen nur 2s. In diesem Zeitraum konnte nur ein Frequenzbereich zwischen 3800Hz und 4600Hz angeregt werden. Da die Kamera aber nach 2s abgeschaltet wurde - die Sirene befand sich zu diesem Zeitpunkt bei 4600Hz - konnte deshalb nicht die Halbwertsbreite der Intensität bei 2T-Resonanz ausgewertet werden.

Eine Aussage über das Verstärkungsverhalten der Brennkammer während der Anregung der 1Tσ-Mode über die Sekundärdüse auf Position 13 liefert BILD 22.

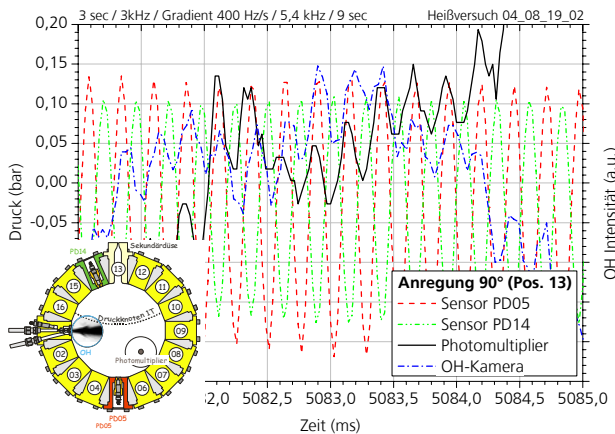


BILD 22. Phasenlage von Druck und OH-Intensität

Die Graphik zeigt eine gute Übereinstimmung der Phasenlage zwischen den OH-Signalen von Photomultiplier und OH-Kamera sowie dem Signal von Sensor 05 (rot). Demgegenüber schwingt Sensor 14 (grüne Kurve) um 180° phasenverschoben. Die Druckknotenlinie liegt etwa so, wie in BILD 22 angegeben. Da Sensor 05 und beide OH-Detektoren bei 1T-Resonanz auf derselben Seite der Knotenlinie liegen und außerdem die Signale eine Phasenverschiebung von  $\varphi = 0^\circ$  aufweisen, heißt das, die Wärmefreisetzungsschwingung koppelt zu diesem Zeitpunkt und bei dieser Frequenz (1Tσ) an die Druckschwingung an, und folglich wird die Druckamplitude verstärkt. Das Rayleigh Kriterium ist positiv.

Wie bereits in Abschnitt 4.4 erwähnt, wurde auch die lokale OH-Intensitätsschwankung ausgewertet. BILD 23 zeigt die relative Intensitätsschwankung  $I'$  der Flamme in Injektornähe, wobei  $I'$  als Funktion des Abstands zum Injektor aufgetragen wurde. Als Parameter wurde die Lage der Anregung mit Sirene zwischen Position 90° und 180° relativ zum Injektor variiert. Die relative Intensitätsschwankung  $I'$  wurde definiert zu

$$(10) \quad I' = \frac{\Delta I}{\bar{I}},$$

wobei  $\bar{I}$  als mittlere OH-Intensität während des Aufnahme-

zeitraums und  $\Delta I$  als Abweichung von der mittleren OH-Intensität bezeichnet wird.

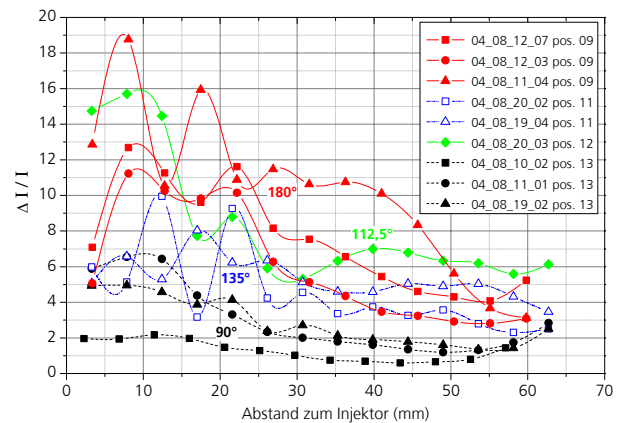


BILD 23. Flammenantwort in Abhängigkeit des Abstands vom Injektorausstritt

In der Nähe des Injektors (bis ca. 40mm stromab) ist die lokale OH-Intensität am höchsten. Bei der Betrachtung der unterschiedlichen Anregungspositionen lässt sich folgendes festhalten: Die Intensitätsschwankung  $I'$  zeigt bei Anregung 90° relativ zum Injektor nur eine schwache Amplitude (schwarze, gestrichelte Kurven). Diese Konfiguration weist auf eine schwache Druckkopplung hin, da die Druckamplitude in der Nähe der Druckknotenlinie auch sehr gering ist.

Unter Berücksichtigung von BILD 19 (rechts) wird ersichtlich, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des Sprays niedrigere Werte als in der Mitte der Brennkammer aufweist. BILD 23 zeigt aber, dass  $I'$  im Bereich des Sprays am höchsten ist verglichen mit dem stromabwärtigen Bereich. Zwar zeigt die Flamme eine Reaktion auf das Geschwindigkeitsfeld - Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigten eindeutig eine Auf- und Abwärtsbewegung der Flamme entsprechend der Frequenz der Anregung -, trotzdem ist in BILD 21 kein Maximum bei der doppelten Frequenz der globalen OH-Intensitätsschwankung zu erkennen. Würde die Wärmefreisetzung vom Geschwindigkeitsfeld abhängen, müsste die relative Intensitätsschwankung 60mm stromab vom Injektor höhere Amplituden aufweisen als im Nahbereich (siehe BILD 23). Dies trifft aber nicht zu.

Bei Anregung direkt gegenüber dem Injektor (180°) steht die Druckknotenlinie senkrecht zur Einspritzachse, etwa in der Mitte der Brennkammer. Die Amplitude der Druckschwankung am Injektor muss somit sehr hoch sein. Da im Injektornahbereich aber, wie BILD 23 zeigt, die relative Intensitätsschwankung der Flamme ebenfalls am höchsten ist, weist dies auf eine starke Druckkopplung hin. In den Zwischenpositionen liegt  $I'$  entsprechend dazwischen.

Da die globale OH-Intensität bei 1T-Resonanz, wie oben gezeigt, über den Druck gekoppelt ist und lokal, in Injektornähe, eine hohe OH-Intensität gemessen wird, bestätigt dies, dass die Interaktion zwischen Wärmefreisetzung und Spray ebenfalls über den Druck gekoppelt ist.

Wie nun das Rayleigh Kriterium aus Gleichung (1) besagt, ist bei positiver Kopplung zwischen dem Druck  $p'$  und der Wärmefreisetzung  $q'$  das System potentiell instabil, es kommt zu einer Resonanzschwingung. Zur Vorhersage von Instabilitätsbereichen wurde deshalb von Heidmann und Wieber [4] ein Response Faktor  $N$  definiert. Dieser Faktor basiert auf dem Rayleigh Kriterium und stellt eine Messgröße

dar, ab wann ein Verbrennungsprozess eine akustische Schwingung verstärken kann.

$$(11) \quad N = \frac{\int_0^{2\pi} \int_V p'(V,t) \cdot q'(V,t) dt dV}{\int_0^{2\pi} \int_V [p'(V,t)]^2 dt dV},$$

In Gleichung (11) werden die relativen Schwankungen  $p'$  und  $q'$  des momentanen Druckes  $p$  und der Wärmefreisetzung  $q$  um ihre Mittelwerte  $\bar{p}$  und  $\bar{q}$  berechnet zu

$$(12) \quad p' = \frac{p - \bar{p}}{\bar{p}} \quad \text{bzw.} \quad q' = \frac{q - \bar{q}}{\bar{q}}.$$

Unter der Annahme, dass  $p'$  und  $q'$  eine harmonische Zeitabhängigkeit zeigen, gilt

$$(13) \quad p'(t) = p'_{\max} \cdot \sin(\omega t).$$

Weiter soll gelten, dass die Wärmefreisetzungsschwingung  $q'$  gegenüber der Druckschwingung  $p'$  um die Phase  $\varphi$  verschoben ist. Dann lautet die Gleichung für  $q'$

$$(14) \quad q'(t) = q'_{\max} \cdot \sin(\omega t + \varphi).$$

Damit vereinfacht sich der Response Faktor zu

$$(15) \quad N = \frac{q'_{\max}}{p'_{\max}} \cdot \cos \varphi.$$

Unter der Voraussetzung, dass wie bereits erwähnt die Intensität der Flamme, also das OH-Eigenleuchten, die Wärmefreisetzung in der Flamme repräsentiert, kann anstatt  $q'$  die relative OH-Intensitätsschwankung  $I'_{\max}$  eingesetzt werden. Der Response Faktor, erweitert um den Faktor  $k$ , welcher die unterschiedlichen Abtastraten von Druck- und OH-Signalen sowie die Amplitudennormierung durch die Frequenzanalyse beinhaltet, lautet dann

$$(16) \quad N = k \cdot \frac{I'_{\max}}{p'_{\max}} \cdot \cos \varphi.$$

Durch gleichzeitige Messung von dynamischem Druck und Flammenemission wurde nun ein Responsefaktor  $N$  ermittelt und in Abhängigkeit von der Anregungsposition relativ zum Injektor aufgetragen (BILD 24).

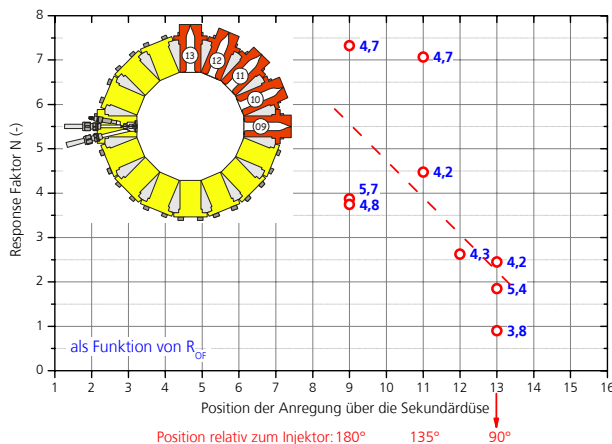


BILD 24. Responsefaktor

Dieses Bild zeigt ein ähnliches Ergebnis wie BILD 23: Während in BILD 23 die lokale Flammenintensität ausgewertet wurde, ist in der vorliegenden Graphik die globale OH-Intensität dargestellt. Hier ist nun ersichtlich, dass bei Anregung 90° relativ zum Injektor die Verbrennung, bezogen auf die Druckschwingung, nicht so stark angeregt wird wie aus der Position gegenüber vom Injektor, also 180°.

Dies bestätigt wiederum die Aussage, dass die Verbrennung über den Druck an die Prozesse in der Brennkammer ankopelt. Eine gesicherte Aussage über den Einfluss des Mischungsverhältnisses auf die Flammenantwort kann aufgrund zu weniger Versuche derzeit nicht gemacht werden.

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Bestimmung der Orientierung der tangentialen Moden in einer Brennkammer sowohl mit als auch ohne Verbrennung möglich ist. Dabei richtet sich die Knotenlinie immer nach der Position der Anregung aus. Befindet sich keine Cavity in der Brennkammer, so schwingen die Moden ohne bevorzugte Orientierung.

Bei der Auswertung der Linienprofile der angeregten Frequenzen kann ein Lorentzprofil an die FFT Spektren gefittet werden. Eine Bestimmung des Energieinhalts einer Mode über die Halbwertsbreite im Frequenzspektrum ist möglich.

Mit Hilfe der Auswertung des OH-Eigenleuchtens in der Flamme ist es möglich, Rückschlüsse auf die Wärmefreisetzung in der Flamme zu ziehen. Dabei wurde eindeutig festgestellt, dass die Wärmefreisetzung bei 1T-Resonanz druckgekoppelt abläuft. Die vorliegenden Ergebnisse führten zur Ableitung eines Responsefaktors, mit dem die Antwort einer Flamme auf eine Störung gemessen werden kann.

## 7. LITERATUR

- [1] A. A. Putnam, Combustion-Driven Oscillations in Industry, American Elsevier Publishing Company, Inc., New York, 1971, S. 3-4
- [2] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Hydrodynamik, Lehrbuch der theoretischen Physik, Band VI, 5. Auflage 1991, Akademie Verlag, S. 317 ff.
- [3] D.T. Harje, F.H. Reardon (Eds.), Liquid Propellant Rocket Combustion Instability, Chapter 3, Dynamics of Combustion and Flow Processes, NASA SP-194, 1992, S. 143
- [4] M. F. Heidmann, P. R. Wieber, Analysis of Frequency Response Characteristics of propellant Vaporization, Lewis Research Center, NASA TN D-3749, 1966, S. 4